

II. Beschreibung einer Meßeinrichtung zur quantitativen Erfassung von Sandwanderungsvorgängen an Brandungsküsten bei Messungen mit radioaktiven Tracern

Von Rüdiger Reinhard und Egon Rapp

Inhalt

1. Einleitung	55
2. Die Meßsonde	57
2.1. Der Szintillationszähler	60
2.1.1. Auswahl und Dimensionierung des Szintillationskristalls	60
2.1.2. Photomultiplier und Hochspannungsteiler	64
2.1.3. Peakverbreiternde und peakerzeugende Effekte	65
2.1.4. Energieeichung und Linearität	67
2.2. Der Öffnungswinkel	67
2.2.1. Effektivität des Öffnungswinkels	68
2.2.2. Größe des Öffnungswinkels	70
3. Die Elektronik im Hubschrauber	71
4. Zusatzgeräte	72
4.1. Lageanzeige der Meßsonde	72
4.2. Tiefenmessung	73
4.3. Messung der Temperatur in der Sonde	75
5. Zusammenfassung	76
Schriftenverzeichnis	76

Summary

A modern probe for measuring the transport of radioactivated sand was developed in 1971. It is made of corrosion proof light metal (AlMg3) and weighs 100 kg due to a 10 cm thick lead coating surrounding the scintillation crystal. This absorbing shield together with the special geometry of the probe yields a very effective opening angle with which exact calibration is possible.

The probe was successfully operated from a helicopter and from a boat at the surf coast of Sylt. Additional instruments allow to measure the position of the probe, the temperature inside and the water depth at the location of the measurement. The latter is important for better background radiation reduction.

1. Einleitung

1961 wurde mit Förderung durch EURATOM eine Sonde entwickelt, mit der die Wanderung von künstlich radioaktiv gemachtem Sand an Brandungsküsten vom Hubschrauber aus verfolgt werden kann. Die Sonde ist ein Szintillationszähler mit einem $2,5'' \times 3''$ NaJ(Tl)-Bohrlochkristall in einem Stahlzylindergehäuse mit einem Gewicht von 52 kg (R. DOLEZAL, M. PETERSEN et al., Studie Nr. 6).

Etwas leichter (40 kg) war die zweite, 1963 gebaute Ausführung, die in einem

Kunststoffgehäuse untergebracht war. In Abänderung der ersten Version wird die Zähl- ausbeute durch Verwendung eines größeren Kristalls ($3'' \times 3''$ NaJ(Tl)-Bohrlochkristall) gesteigert (R. Dolezal, M. Petersen et al., Studie Nr. 7).

Beide Sonden sind so in einem Standrahmen befestigt, daß sie einen relativ großen Abstand vom Meeresboden haben (bei der älteren Sonde von 14 cm, das bedeutet eine Vorabsorption der γ -Strahlung des radioaktiv markierten Seesandes durch das Wasser von über 60 %).

Die 1200 Volt Hochspannungsversorgung des Dumont 6292 Photomultipliers erfolgt bei beiden Geräten durch 40 im Sondengehäuse untergebrachte Batterien. Beide Sonden besitzen keinen Öffnungswinkel, so daß auch alle γ -Quanten gezählt werden, die seitlich in den Szintillationskristall einfallen. Eine Umrechnung der gemessenen Zählrate in Aktivität durch eine Eichung an Land ist deshalb nicht möglich.

Die Anodenausgangsimpulse des Photomultipliers gehen über einen Impedanzwandler in das 15 m lange Meßkabel zur Geräteeinheit im Hubschrauber, wo sie über einen Linearverstärker und einen Amplitudendiskriminator in ein Zählwerk gelangen. Die maximale Zählfrequenz beträgt 16 kHz, die Steuerung des Zählwerks erfolgt durch eine netzfrequenzgesteuerte elektronische Uhr.

Der Linearverstärker besitzt keine Nulllinienhaltung, d. h., bei starken Impulsraten- schwankungen verschiebt sich die Nulllinie des Verstärkers, so daß die Impulse nicht mehr linear verstärkt werden.

Die gesamte Elektronikinheit ist stark temperaturinstabil, infolgedessen verschiebt sich das Spektrum mit der Temperatur, so daß genaue Messungen unmöglich sind (bei 10° Temperaturdifferenz verschiebt sich der ^{137}Cs Photopeak um 400 Kanäle).

Die Spannungsversorgung der Elektronik und der Sonde erfolgt durch einen Kaco-Wechselrichter aus der 24-V-Batterie des Hubschraubers.

Die folgende Tabelle zeigt die bisher mit diesen beiden Sonden durchgeführten Messungen:

Tabelle 1

Einbringe- zeitpunkt	Untersuchungs- gebiet	aktivierte Sandmenge	Gesamt- aktivität	Tag der letzten Messung
7. März 1962	Ostsee, Stakendorfer Strand	100 kg	3 Ci	25. April 1962 26. April 1963*)
4. April 1963	Nordsee Westerland/Sylt	100 kg	3,2 Ci	14. Mai 1963 4. November 1963*)
2. Oktober 1963	Nordsee Kampen/Sylt	100 kg	3 Ci	3. November 1963
29. September 1970	Nordsee Westerland/Sylt	2 · 100 kg	2 · 3 Ci	2. November 1970

*) Nachmessung

Bei den Messungen im Herbst 1970 zeigte sich, daß beide Sonden in erheblichem Maße störimpulsanfällig sind, die neuere Sonde sogar so stark, daß sie für Messungen nicht mehr eingesetzt werden konnte. Möglicherweise sind die Störimpulse auf die 400 kW starken Hochfrequenzimpulse des nur wenige Kilometer von Westerland entfernt liegenden Senders bei Puan Klent zurückzuführen.

Diese Gründe machten die Neuentwicklung einer Meßsonde erforderlich, wobei auf den im Herbst 1970 gewonnenen Erfahrungen aufgebaut werden konnte.

Die neue Sonde sollte neben der Beseitigung der erwähnten Nachteile auch quantitative Messungen nach dem im Bericht I beschriebenen Prinzip ermöglichen.

Im folgenden wird die sich aus diesen Anforderungen ergebende neue Meßeinrichtung zur Verfolgung der Sandwanderung an Brandungsküsten vom Hubschrauber aus im Detail erläutert und begründet.

Die Meßeinrichtung besteht im wesentlichen aus 2 Teilen, der eigentlichen Meßsonde, in der sich der Szintillationszähler sowie einige Zusatzmeßgeräte befinden und der Elektronikeinheit an Bord des Hubschraubers.

2. Die Meßsonde

Abb. 1 zeigt die Meßsonde im Querschnitt. In der Mitte ist in einem Gehäuse der CsJ(Tl)-Szintillationskristall untergebracht. Er ist auf zwei 1 mm dicken Gummiringen und einem Schaumgummiboden elastisch gelagert, nach unten ist das Gehäuse durch eine

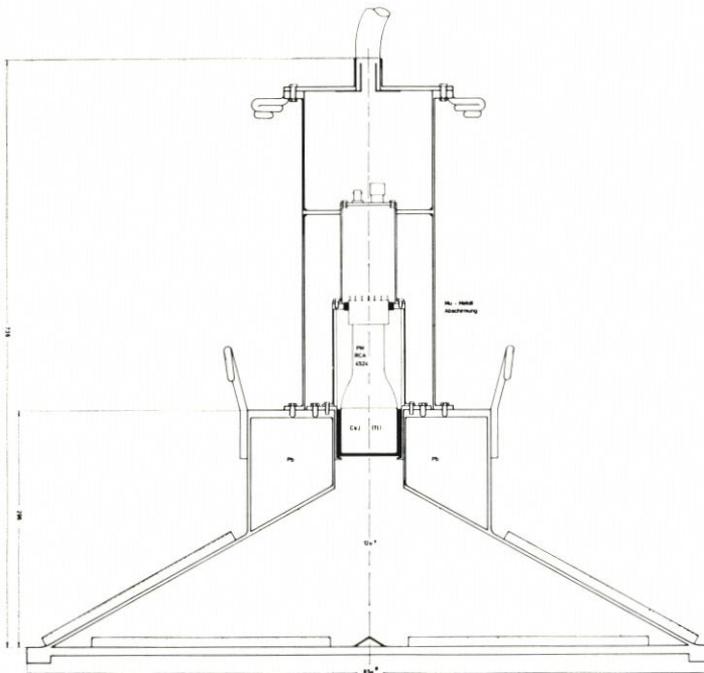


Abb. 1. Die Meßsonde

Aluminiumfolie lichtdicht abgeschlossen. Oberhalb des Kristalls befindet sich der Photomultiplier in einem Gehäuse, das lichtdicht mit dem Kristallgehäuse verschraubt ist. In dem Gehäuse darüber befinden sich Vorverstärker und Hochspannungsteiler. Die 3 Gehäuse bestehen aus Aluminium.

Im obersten Raum der Sonde befinden sich die nicht mit eingezeichneten Zusatzgeräte zur Messung der Lage der Sonde, der Wassertiefe und der Temperatur in der Sonde.

Das äußere Sondengehäuse ist aus AlMg₃, einem korrosionsfesten Leichtmetall gefertigt. Es besteht aus 3 wasserdicht miteinander verschraubbaren Teilen, dem Deckel mit dem wasserdicht verklebten 30 m langen Meßkabel, dem oberen Zylindergehäuse (ϕ 16,4 cm) und dem unteren Zylindergehäuse (ϕ 29,7 cm) mit angesetztem Kegelstumpf (ϕ 85 cm). Die Gesamthöhe der Sonde beträgt 70 cm.

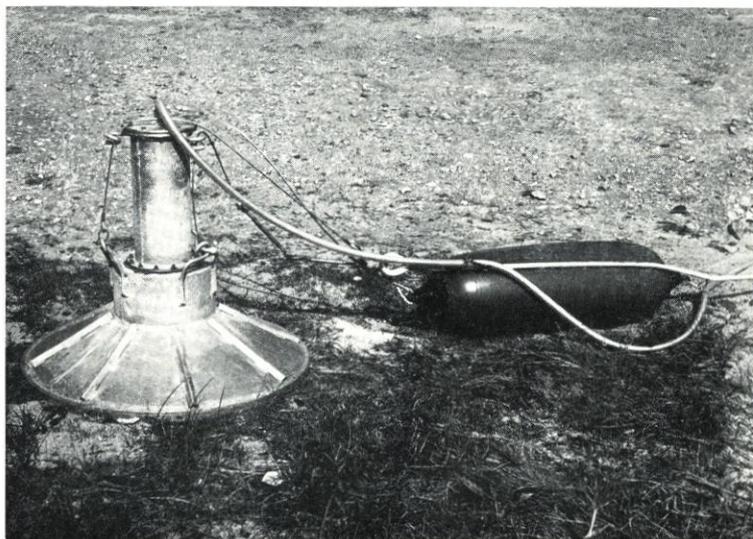


Abb. 2. Meßsonde mit Auftriebskörper

In dem 10 cm dicken Mantel um den CsJ-Kristall befinden sich 75 kg Blei zur Abschirmung der seitlich einfallenden γ -Strahlung. Insgesamt wiegt die Meßsonde mit Meßkabel, Trageil etc. 133 kg.

Die Wandstärken wurden für einen Einsatz bis 20 m Wassertiefe berechnet. Entsprechend wurde das Sondengehäuse mit 2 atü abgedrückt, dabei stellte sich in der Mitte des Sondenbodens eine bleibende Wölbung von 9 mm ein. Der Sondenboden ist trotz der starken in 20 m Wassertiefe auf ihn ausgeübten Kraft nur 10 mm stark, um eine möglichst geringe Vorabsorption zu erhalten. Zusätzliche Festigkeit wurde beim Außenmantel des Kegels (Wandstärke 4 mm) und bei der Innenseite des Sondenbodens durch 8 sternförmig aufgeschweißte Winkel erreicht. Seitlich sind an der Sonde 3 stabile Griffe angebracht, in die die 3 Endstücke des Trageils eingeschäkelt werden. 3 Führungsspiralen am oberen Ende der Sonde verhindern ein Verdrillen des Trageils und des Meßkabels. Etwa 1 m oberhalb der Sonde laufen die 3 Endstücke zusammen. Eines der 3 Endstücke ist mit 2 Spannern ausgerüstet, so daß es verkürzt oder verlängert werden kann. Dadurch kann die Sonde in jede beliebige Lage gebracht werden (siehe auch Abschnitt 4.1).

Das Volumen der Sonde beträgt 68 l, so daß sich im Wasser ein Sonden-gewicht von 65 kg ergibt. Das Absinken der Sonde im Wasser kann durch den Hubschrauber nicht kontrolliert werden, so daß sich eine recht hohe Sinkgeschwindigkeit auf Grund des Gewichts der Sonde im Wasser von 65 kg einstellt. Die Sonde „prallt“ also bei jeder Mes-

sung auf dem Meeresgrund auf und kann möglicherweise nach einiger Betriebszeit nicht mehr voll funktionsfähig sein.

Aus diesem Grund wurde das Eigengewicht der Sonde durch einen Auftriebskörper (Plastikfender 9" × 35") mit einem Volumen von ca. 35 l auf etwa 30 kg vermindert.

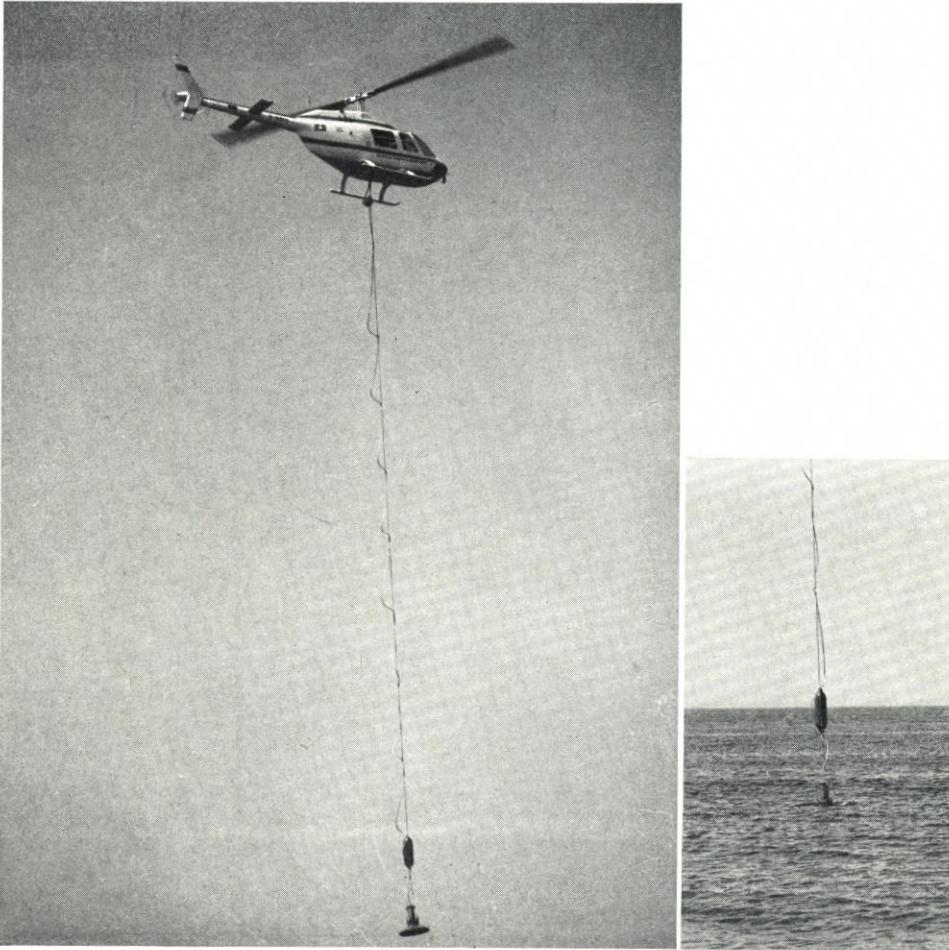


Abb. 3. Die Meßsonde beim Einsatz vom Hubschrauber aus

Die dadurch erreichte Sinkgeschwindigkeit der Meßsonde beträgt ≈ 1 m/sec. Dieser Wert wurde als Kompromiß zwischen guter Standfestigkeit der Sonde auf dem Meeresgrund und einer geringen Sinkgeschwindigkeit gewählt.

Der Auftriebskörper hat außerdem noch 2 weitere Funktionen. Bei einer Messung im flachen Wasser kann es leicht vorkommen, daß sich Meßkabel und Trageil verwirren. Dadurch, daß beide beim Auftriebskörper, der ja immer über der Sonde schwimmt, zusammengeführt werden, ist ein Durcheinandergeraten von Meßkabel und Trageil mit dem Sondenkörper kaum noch möglich. Schließlich trägt der Auftriebskörper entschei-

dend zu einer stabilen Lage der Sonde während des Absinkvorgangs und während der Messung auf dem Meeresgrund bei.

Die Länge des Trageiles beträgt 20 m. Damit kann die Sonde vom Hubschrauber aus bequem bis etwa 15 m Wassertiefe eingesetzt werden. Gegebenenfalls kann ein weiteres 5 m langes Stück angeschäkelt werden. An eine Gesamtlänge von 25 m ist auch die Länge des Meßkabels von 30 m angepaßt. Das Meßkabel ist etwa alle 2,5 m mit dem Trageil verbunden, und zwar so, daß das Meßkabel dabei locker durchhängt (Abb. 3, rechtes Bild). Auf diese Weise ist das Meßkabel völlig entlastet.

Das Trageil wird unter dem Boden des Hubschraubers im Lasthaken eingehängt. Im Notfall kann der Lasthaken vom Piloten elektrisch und mechanisch geöffnet und die Sonde ausgeklinkt werden. Das Gewicht der Sonde hängt dann am obersten Kabelstück, wodurch die Steckerverbindung der Meßkabel direkt unter dem Hubschrauber sofort gelöst wird. Erfolgt der Abwurf über See, so läßt sich die Sonde mit Hilfe der am Meßkabelende angebrachten roten Boje leicht wiederfinden.

2.1. Der Szintillationszähler

2.1.1. Auswahl und Dimensionierung des Szintillationskristalls

Bei der Auswahl des Szintillationskristalls kommt es in erster Linie auf eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit an, da auch in Gebieten mit schwacher Aktivität noch möglichst viele γ -Quanten nachgewiesen werden sollen. Aus diesem Grund kommen aus der großen Anzahl gebräuchlicher Szintillatoren nur NaJ und CsJ wegen ihrer großen Dichte in Frage.

In Tabelle 2 sind einige für die Auswahl des Kristalls wichtige Werte zusammengefaßt. Die für die Sandwanderungsmessungen wichtigen Gesichtspunkte sind in der 2. Spalte angedeutet

x: für die Messungen wichtig,

+ : für die Handhabung wichtig.

Für die Anwendung des Verfahrens der mittleren Vergrabungstiefe zur quantitativen Bestimmung der Sandwanderung kommt es besonders auf eine hohe Zählrate im Photopeakbereich, d. h. auf ein großes μ_{ph} (8. Zeile) an. Daß der Wert für CsJ hier um 70 % über dem Wert von NaJ liegt, ist der Hauptgrund für die Wahl von CsJ als Szintillationskristall in der neuen Meßsonde.

Der höhere Absorptionskoeffizient (7. Zeile) bewirkt eine bessere Ansprechwahrscheinlichkeit eines CsJ-Kristalls gegenüber einem gleich großen NaJ-Kristall (9. Zeile).

Um die gleiche totale Ansprechwahrscheinlichkeit wie bei einem 5 cm dicken CsJ-Kristall zu erreichen, müßte ein NaJ-Kristall 6 cm dick sein. Damit würde sich das Gewicht der Bleiabschirmung um fast 7 kg erhöhen. Um die gleiche Ansprechwahrscheinlichkeit für Photoeffekt zu erhalten, müßte bei entsprechend verlängertem NaJ-Kristall das Gewicht der Bleiabschirmung um fast 25 kg erhöht werden.

Wichtig für die Handhabung und die Auswechselbarkeit ist die Tatsache, daß CsJ-Kristalle kaum hygroskopisch sind. Auch der Umstand, daß CsJ-Kristalle bei einem Absturz der Sonde unter Umständen noch verwendbar sind, spricht für CsJ.

Aus diesen Gründen wurde ein CsJ-Kristall trotz des hohen Preises (etwa das Dreifache eines gleich großen NaJ-Kristalls) verwendet.

Tabelle 2

	Wichtig- keit	NaJ	CsJ																							
Dichte (g/cm ³)		3,61	4,51																							
Brechungsindex		1,78	1,79																							
Schmelztemperatur		651° C	621° C																							
max. Emission bei		4100 Å	5900 Å																							
Abklingzeit (sec)		0,25 · 10 ⁻⁶	0,55 · 10 ⁻⁶																							
relative Impulshöhe		≡ 100 %	28 %																							
für 1 MeV γ-Quanten	<table border="0"> <tr> <td rowspan="4"> { </td> <td>totaler Absorptions- koeffizient μ (cm⁻¹)</td> <td>×</td> <td>0,21</td> <td>0,25</td> </tr> <tr> <td>Absorptionskoeffizient für Photoeffekt μ_{Ph} (cm⁻¹)</td> <td>×</td> <td>≡ 1</td> <td>1,7</td> </tr> <tr> <td rowspan="2">Ansprchwahrschein- lichkeit bei einer</td> <td>1 cm</td> <td rowspan="2">×</td> <td>0,19</td> <td>0,22</td> </tr> <tr> <td>2,5 cm</td> <td>0,4</td> <td>0,46</td> </tr> <tr> <td>Kristalldicke von</td> <td>10 cm</td> <td></td> <td>0,87</td> <td>0,92</td> </tr> </table>	{	totaler Absorptions- koeffizient μ (cm ⁻¹)	×	0,21	0,25	Absorptionskoeffizient für Photoeffekt μ_{Ph} (cm ⁻¹)	×	≡ 1	1,7	Ansprchwahrschein- lichkeit bei einer	1 cm	×	0,19	0,22	2,5 cm	0,4	0,46	Kristalldicke von	10 cm		0,87	0,92			
			{	totaler Absorptions- koeffizient μ (cm ⁻¹)	×	0,21	0,25																			
				Absorptionskoeffizient für Photoeffekt μ_{Ph} (cm ⁻¹)	×	≡ 1	1,7																			
				Ansprchwahrschein- lichkeit bei einer	1 cm	×	0,19	0,22																		
2,5 cm	0,4	0,46																								
Kristalldicke von	10 cm		0,87	0,92																						
hygroskopisch	+	stark	sehr wenig																							
Stoßfestigkeit	+	nach Fall aus geringer Höhe unbrauchbar (Kristall zer- splittert)	noch brauch- bar bei Fall aus größerer Höhe (Kristall de- formiert sich)																							

Dimensionierung der Dicke

Die Dicke des Kristalls wird natürlich im wesentlichen durch die Herstellungsmöglichkeiten eingeschränkt. Es läßt sich aber zeigen, daß sich die Ansprechwahrscheinlichkeit auch bei beliebig dicken Kristallen nicht weiter steigern läßt, so daß es gar nicht sinnvoll ist, über eine bestimmte Dicke hinauszugehen.

Wenn man ein radioaktives Präparat von einem Kristall entfernt, so geht die Ansprechwahrscheinlichkeit im Abstand von einigen cm durch ein Minimum, d. h. die Ansprechwahrscheinlichkeit hängt auch vom Abstand des Präparates ab. Dieser Abstand ist bei der Sonde durch die Geometrie des Öffnungswinkels (siehe 2.2) vorgegeben (Abb. 4).

STANFORD und RIVERS (1958) haben die Ansprechwahrscheinlichkeit für NaJ-Kristalle in Abhängigkeit von der Entfernung des Präparates vom Kristall berechnet. Aus ihren Angaben ergibt sich für einen Abstand von $a = 22$ mm und für CsJ umgerechnet die in Abb. 5 aufgetragene Ansprechwahrscheinlichkeit als Funktion der Kristalldicke.

Man sieht, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit für Kristalldicken $> 2''$ kaum noch zunimmt. Ein solcher Sachverhalt ist etwas überraschend, qualitativ wird er aber auch aus Abb. 4 deutlich. Die aus dem schraffierten Bereich des Öffnungswinkels einfallenden γ-Quanten werden auch bei einem längeren Kristall nicht nachgewiesen.

Aus diesen Überlegungen heraus wurde die Dicke des CsJ-Kristalls mit 2'' dimensioniert. Da der Durchmesser des Kristalls und der Durchmesser des Photomultipliers gleich

sein sollten und Photomultiplier im wesentlichen nur in ganzen Zoll hergestellt werden, ist es üblich, auch den Kristall nach Dicke und Durchmesser in ganzen Zoll zu dimensionieren.

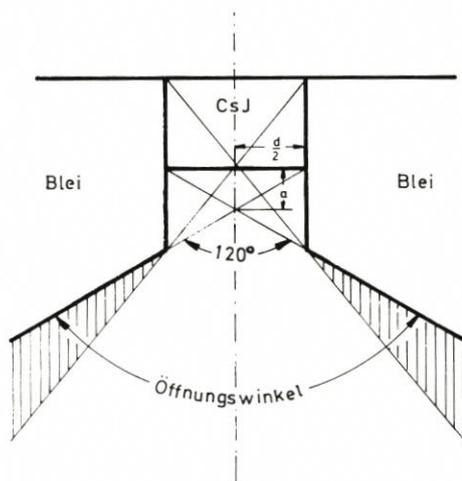


Abb. 4. Geometrie des Öffnungswinkels

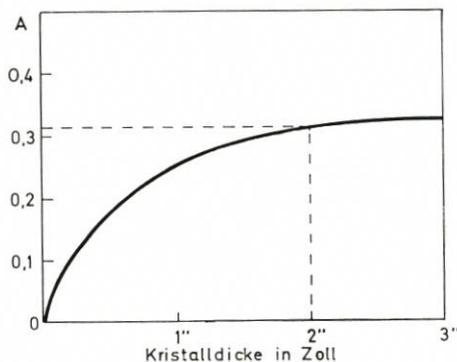


Abb. 5. Ansprechwahrscheinlichkeit A eines CsJ-Kristalls für γ -Quanten als Funktion der Dicke des Kristalls. A nimmt für Kristalle, die dicker als 2'' sind, nicht mehr wesentlich zu

Dimensionierung des Durchmessers

Ebenso wie die Dicke wird natürlich auch der maximal mögliche Durchmesser durch die Herstellungsmöglichkeiten beschränkt. Trotzdem ist es ganz aufschlußreich, sich zunächst einmal unabhängig von den Herstellungsmöglichkeiten einige Gedanken über einen wünschenswerten Durchmesser zu machen.

Die Anzahl der in den Kristall gelangenden γ -Quanten wird durch den Geometriefaktor Ω bestimmt.

$$\Omega = \frac{F_1 \cdot F_2}{(2a)^2} = \frac{\frac{\pi}{4} d^2 \cdot \frac{\pi}{4} d^2}{\frac{d^2}{3}} = \frac{3\pi^2}{16} d^2$$

Durch Vergrößerung des Durchmessers beispielsweise um das Doppelte wird die Impulsrate um das 4fache erhöht. Demnach erscheint es außerordentlich wünschenswert, den Durchmesser des Szintillationskristalls so groß wie möglich zu machen, um auch in Gebieten mit schwacher Aktivität noch möglichst viele γ -Quanten registrieren zu können.

Andererseits ist eine obere Grenze des Kristalldurchmessers durch die maximale, statistisch einfallende Impulsrate gegeben, die der Kristall noch verarbeiten kann ($\approx 10^5$ Imp/sec).

Mit den alten Sonden wurden in der Nähe der Einbringepunkte bis zu $5 \cdot 10^5$ Imp/min ohne Totzeitkorrektur gemessen, so daß die wirklich gemessene Zählrate noch etwas höher liegt.

$$N_0 = \frac{N}{1 - N\tau} = \frac{5 \cdot 10^5}{0,94} = 5,3 \cdot 10^5 \text{ Imp/min}$$

τ – Totzeit
N – gemessene Zählrate

Mit dieser Zählrate und der Forderung, daß die Totzeitkorrektur unter 10 % liegen soll, ergibt sich für die maximal zulässige Zählrate

$$N_0 - N \leq 0,1 N$$

Nach einigen Umformungen folgt

$$N \leq \frac{0,09}{\tau}$$

Mit $\tau = 10^{-5}$ sec folgt

$$N \leq 5,4 \cdot 10^5 \text{ Imp/min}$$

Wenn man davon ausgeht, daß die neue Sonde in etwa die gleiche Ansprechwahrscheinlichkeit hat wie die alten Sonden (2" dicker CsJ-Kristall gegenüber 3" dickem NaJ-Kristall; geringe Vorabsorption, aber Einschränkung der einfallenden Strahlung durch Öffnungswinkel gegenüber hoher Vorabsorption bei omnidirektional einfallender Strahlung), so wäre mit einem CsJ-Kristall von 3" Durchmesser gerade die obere Grenze erreicht.

Ein 3" \times 2" CsJ-Kristall ist gegenwärtig auch etwa die obere Grenze von der Herstellungsseite her.

Als Aktivatorzusatz wird üblicherweise eine Konzentration von 10^{-3} Thallium Atomen auf 1 Molekül CsJ eingebaut. (Durch diese Störstellen wird das Licht in einem anderen Frequenzbereich erzeugt als vom CsJ absorbiert werden kann, so daß dadurch die Lichtleitung erst ermöglicht wird.)

Auf den Kristall ist unten und seitlich weiße 2-Komponentenreflektorfarbe aufgetragen. Dadurch kann fast 100 % des erzeugten Lichtes zur Photokathode gelangen. Da das Licht beim Austritt aus dem dichten Medium Kristall ($n = 1,79$) in das optisch dünnere Medium Luft ($n = 1,0003$) Verluste durch Grenzwinkelreflexion erleiden würde, ist der Kristall über hochviskoses Silikonöl ($n = 1,55$) mit der Photokathode ($n = 1,523$) des Photomultipliers verbunden.

2.1.2. Photomultiplier und Hochspannungsteiler

Die im Szintillator erzeugten Photonen werden von der Photokathode des Photomultipliers in Elektronen umgewandelt. Das Material der Photokathode muß so gewählt sein, daß es eine hohe Elektronenausbeute für das auffallende Licht gibt. Andererseits darf die Austrittsarbeit W der Elektronen nicht zu klein sein, da sonst die thermische Emission J , auf die das Rauschen des Multipliers wesentlich zurückzuführen ist, zu groß würde.

$$J = AT^2 \exp(-eW/kT) \quad \text{Richardson'sches Gesetz}$$

k — Boltzmann-Konstante

A — Proportionalitätskonstante

e — Elementarladung

T — Temperatur

Aus dieser Beziehung wird auch deutlich, daß das Rauschen bei tieferen Arbeitstemperaturen geringer wird.

Die von der Photokathode erzeugten Elektronen werden durch eine Elektrode fokussiert und dann im sich anschließenden Dynodensystem vervielfacht. Dabei werden Verstärkungen um mehrere Zehnerpotenzen erreicht. Der an der Anode abgegriffene Stromimpuls wird über einen Arbeitswiderstand in einen Spannungsimpuls umgewandelt. Das gesamte Multipliersystem befindet sich in einem evakuierten Glasgefäß.

Da die Fokussierung der Elektronen und damit die Anodenimpulsausbeute durch Magnetfelder beeinträchtigt wird (bereits das Erdmagnetfeld führt zu einer Ablenkung des Elektronenstrahles), ist der gesamte Photomultiplier von einer hochpermeablen MU-Metallfolie aus einer Ni-Fe-Legierung umgeben. Die dadurch erzielte magnetische Dämpfung beträgt ≈ 50 dB.

Der 4524 von RCA ist unter den 3"-Photomultipliern besonders geeignet, da er infolge seiner Bialkali Photokathode äußerst rauscharm ist.

In Tabelle 3 sind einige Daten des RCA 4524 zusammengestellt.

Tabelle 3

<i>Photomultiplier RCA 4524</i>	
Abmessungen, Durchmesser	: 3,06"
Länge	: 6,31"
Spannungen, maximal	: 2500 V
typisch	: 1500 V
Photokathode, Material	: K-Cs-Sb
spektrale Empfindlichkeit	: 3000–6500 Å (Max. bei 4000 Å)
Quantenausbeute (Anzahl der pro Photon emittierten Elektronen)	: im Maximum 22 %
Dynoden, Anzahl	: 10
Material	: Cu-Be mit Be-O-Cs Schicht
bei 1500 V:	
Stromverstärkung	: $4,5 \cdot 10^5$
Anodendunkelstrom	: 10^{-9} A
Anodenimpulsanstiegszeit	: $1,4 \cdot 10^{-8}$ sec
Elektronendurchsatzzeit	: $6,5 \cdot 10^{-8}$ sec

Spannungsteilerschaltung

Damit die Elektronen im Dynodensystem des Photomultipliers vervielfacht werden können, muß zwischen je 2 Dynoden eine Spannung von etwa 100 V bestehen. Das läßt

sich dadurch erreichen, daß eine Hochspannung von 1000 V durch 10 hintereinandergeschaltete Widerstände aufgeteilt wird (Spannungsteilerschaltung).

Bei den alten Sonden hat es sich als großer Nachteil herausgestellt, daß die Hochspannung von außen weder kontrollierbar noch nachregelbar war. Die 1000 V werden bei der neuen Sonde deshalb durch einen hochstabilisierten Hochspannungserzeuger im Elektronikteil im Hubschrauber geliefert, die Spannungsteilerschaltung befindet sich direkt über dem Photomultiplier. Die Zuleitung erfolgt über ein eigenes abgeschirmtes Kabel im Meßkabel. Diese Anordnung hat den Vorteil, daß die Hochspannung von außen kontrollierbar und sogar nachregelbar ist. Das ist wichtig, um die Photopeaks immer bei derselben Kanalzahl zu halten (siehe 2.1.4).

Von der Anode gelangen die Impulse über den Arbeitswiderstand in den Vorverstärker. Der Vorverstärker hat eine etwa 2fache Spannungsverstärkung und ist durchgehend gleichspannungsggekoppelt, so daß er keine Basisliniendrift über der Impulszahl hat.

2.1.3. Peakverbreiternde und peakerzeugende Effekte

Unter Peak versteht man das Auftreten eines Maximums im Impulshöhenspektrum. Bei Szintillationszählern sind diese Peaks keine scharfen Linien, sondern durch eine Aufeinanderfolge statistischer Prozesse im Szintillator und Photomultiplier je nach Auflösungsvermögen mehr oder weniger breite Verteilungen.

Daneben gibt es noch eine Reihe weiterer Effekte, die zum charakteristischen Aussehen eines Spektrums beitragen.

Photo-Escape-Peak

Beim Photoeffekt wird ein Elektron aus einer Schale, meist der K-Schale, entfernt. Dabei erhält es die gesamte Energie, vermindert um die Bindungsenergie, mitgeteilt. Im CsJ-Kristall beträgt diese Energie $E = E_0 - 38 \text{ keV}$. Die durch den Photoeffekt erzeugte Lücke in der K-Schale wird durch ein Elektron einer höheren Schale aufgefüllt, wobei Röntgen-Strahlung entsteht, die ihrerseits wieder Auger-Elektronen erzeugen kann. Verbleibt diese Sekundärstrahlung im Szintillator, so wird auch die Bindungsenergie im Szintillator umgesetzt und es erscheint tatsächlich ein Peak bei E_0 . Entweicht jedoch die Röntgenstrahlung, die, falls keine Auger-Elektronen gebildet werden, die gesamte Bindungsenergie von 38 keV besitzt, so entsteht eine zusätzliche Linie bei $E = E_0 - 38 \text{ keV}$ (Photo-Escape-Peak). Je kleiner der Szintillatorkristall, um so größer ist die Wahrscheinlichkeit, daß die sekundäre Röntgenstrahlung entweicht und um so größer wird dann der Satelliten-Peak.

Comptonkante und Rückstreupeak

Beim Comptoneffekt gibt das γ -Quant nur einen Teil seiner Energie ab, so daß es auf seinem weiteren Weg erneut Comptoneffekt machen kann oder aber, was bei abnehmender Energie wahrscheinlicher ist, Photoeffekt. Wird durch mehrere Comptoneffekte oder durch Comptoneffekt mit anschließendem Photoeffekt die Energie vollständig abgegeben,

so entsteht eine Linie bei E_0 . Deshalb ist bei einem großen Kristall der Photopeak besonders stark ausgeprägt.

Findet nur Comptoneffekt statt, so ist die auf das Elektron übertragene Energie kontinuierlich bis zu einem Grenzwert E_c (Comptonkante), der durch maximalen Energieverlust der γ -Quanten bei Rückwärtsstreuung ($\delta = 180^\circ$) gegeben ist (siehe Bericht I, 2.2).

$$E_c = E_0 - E' = E_0 - \frac{E_0}{1 + 2 \frac{E_0}{511}} \approx E_0 - 200 \text{ keV}$$

Das Energiespektrum der Elektronen ist im Bericht I, Abb. 5 angegeben. Es zeigt an der Comptonkante einen Peak, der mit wachsender Energie des einfallenden γ -Quants ausgeprägter wird. Wenn nun besonders viele γ -Quanten die Energie E_c an die Elektronen abgeben, so muß ihnen auch besonders häufig die Energie von 200 keV verbleiben. Diese Energie wird bevorzugt durch Photoeffekt abgegeben, so daß bei ungefähr 200 keV ein weiterer Peak, der Rückstreupeak, erscheint. (Wie in Bericht I, 2.2 gezeigt wird, nähert sich der Rückstreupeak für sehr große E_0 dem Grenzwert 250 keV.)

Der Rückstreupeak ist besonders ausgeprägt, wenn der Szintillator von einer Abschirmung aus schwerem Metall umgeben ist. Die rückgestreuten γ -Quanten können nämlich auch in der Abschirmung den Photoeffekt auslösen, wobei die reflektierten Elektronen ebenfalls zum Rückstreupeak beitragen. Beim ^{46}Sc ergibt sich wegen der 2 γ -Energien von 0,89 und 1,12 MeV ein „doppelt“ so hoher Rückstreupeak, der durch die starke Bleiabschirmung der Sonde noch zusätzlich vergrößert wird.

Blei $K\alpha$ -Peak

Wenn das in die umgebende Bleiabschirmung austretende γ -Quant nach mehreren Comptoneffekten noch eine Energie von etwa 90 keV hat, so ist die Wahrscheinlichkeit für Photoeffekt besonders groß, da 90 keV gerade die Bindungsenergie der K-Schale von Blei ist (siehe Bericht I, 2.1 und Abb. 3), so daß an dieser Stelle im Spektrum ein weiterer Peak auftritt.

Insgesamt ergibt sich ohne peakverbreiternde Effekte das in Abb. 6 dargestellte Bild. Das wirkliche Spektrum setzt sich aus der Überlagerung all dieser Effekte zusammen.

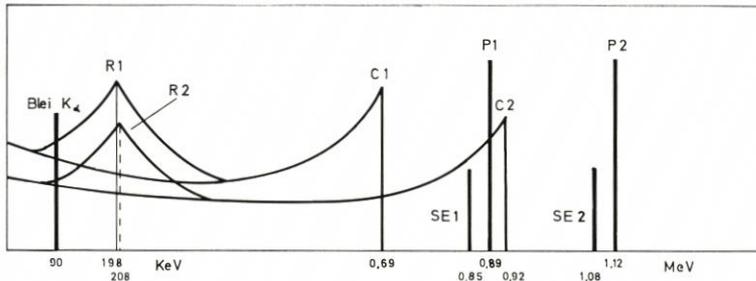


Abb. 6. Theoretisches Spektrum von ^{46}Sc ohne peakverbreiternde Effekte

R – Rückstreupeak
C – Comptonkante
P – Photopeak

SE – Satelliten-Escape-Peak
1 – für 0,89 MeV γ -Quanten
2 – für 1,12 MeV γ -Quanten

2.1.4. Energieeichung und Linearität

In Abb. 7 ist das Spektrum von ^{46}Sc zusammen mit dem Spektrum von ^{137}Cs dargestellt. Aus den 3 Photopeaks ergibt sich die Umrechnung von Kanal in Energie (Energieeichung). Liegen die Punkte auf einer Geraden (Abb. 7), so spricht man von einer guten Linearität des Detektors. Für CsJ ist die Linearität schon vielfach untersucht und bestätigt worden. Linearität eines Detektors ist eine wichtige Voraussetzung für alle

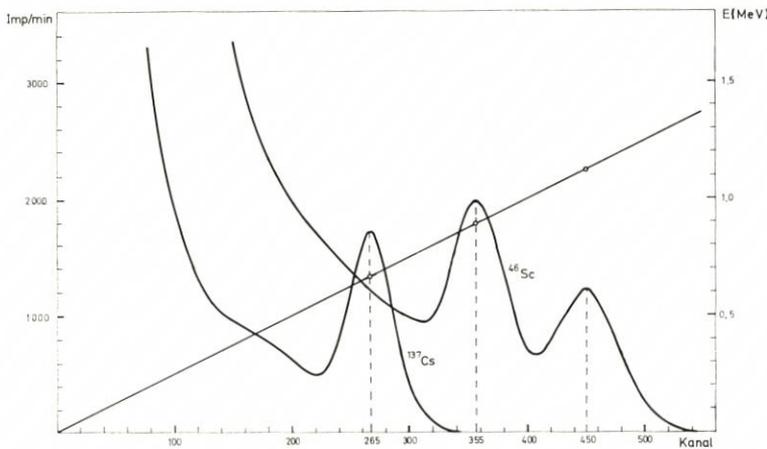


Abb. 7. Überprüfung der Linearität der Meßanordnung mit den Photopeaks von ^{137}Cs und ^{46}Sc . Gute Linearität ist eine unbedingte Voraussetzung für spektrale Untersuchungen mit Szintillationszählern

spektralen Arbeiten. Dazu zählt in gewisser Weise auch die Anwendung des im Bericht I beschriebenen Verfahrens, das ja gerade auf der Änderung des Spektrums beim Durchgang durch eine Sandschicht beruht. Das Auflösungsvermögen eines Detektors wird im allgemeinen durch die relative Halbwertbreite eines Photopeaks angegeben. Sie beträgt für den ^{137}Cs -Photopeak 16,5 % (24 % bzw. 32 % bei den alten Sonden).

2.2. Der Öffnungswinkel

Unter einem definierten Öffnungswinkel versteht man einen festgelegten Winkelbereich, aus dem die γ -Quanten in die Meßsonde einfallen dürfen. Im Idealfall sollen alle γ -Quanten, die außerhalb des Öffnungswinkels einfallen, nicht gezählt werden. Der Öffnungswinkel α begrenzt im Abstand h die kreisförmige Fläche.

$$F = \pi \left(h \tan \frac{\alpha}{2} \right)^2$$

Bei gleicher Aktivität pro Flächeneinheit wird dann dieselbe Zählrate registriert, unabhängig davon, wie weit eine radioaktive Flächenquelle über die begrenzend Fläche F herausragt, ob unendlich weit (der radioaktive Sand auf dem Meeresgrund) oder nur ein wenig (die Versuchsanordnung an Land). Auf diese Weise ist eine Eichung der Zählrate an Land möglich.

Ein definierter Öffnungswinkel läßt sich mit einer Antikoinzidenzanordnung oder mit einer starken seitlichen Bleiabschirmung herstellen. Mit beiden Anordnungen kann man den idealen Öffnungswinkel jedoch nicht erreichen. Es werden immer einige γ -Quanten außerhalb des Öffnungswinkels einfallen und trotzdem gezählt werden. Als Effektivität ε eines Öffnungswinkels wird das Verhältnis

$$\varepsilon = \frac{A_2}{A_1} \text{ definiert.}$$

A_2 — Anzahl der innerhalb des Öffnungswinkels einfallenden γ -Quanten

A_1 — Anzahl der außerhalb einfallenden γ -Quanten

bei isotroper γ -Strahlung

Das Antikoinzidenzverfahren wird meistens dann gewählt, wenn es darauf ankommt, eine Apparatur möglichst leicht zu bauen, da man mit Bleiabschirmungen geringer Dicke auskommt.

Bei der Dimensionierung einer solchen Anordnung für die Meßsonde war wegen des erforderlichen zweiten Photomultipliers ein relativ großes Volumen der Meßsonde von über 70 l erforderlich. Da die Sonde außerdem im Wasser ein Gewicht von mindestens 30 kg haben sollte, um sicher auf dem Meeresgrund zu stehen, ergab sich ein Mindestgewicht von über 100 kg. Nun wiegt aber das Leichtmetallsondengehäuse selbst nur ~ 30 kg, so daß etwa 70 kg Blei als Ballast erforderlich wurden.

Diese 70 kg Blei wurden um den CsJ-Kristall herum angeordnet, um die Effektivität des Öffnungswinkels zu erhöhen. Dabei ergab sich ein 10 cm dicker Bleiring. Die Absorption dieser Bleischicht ist für 1 MeV γ -Quanten bereits so groß, daß auf eine Antikoinzidenzanordnung ganz verzichtet werden konnte.

Durch die besondere konische Formgebung der Sonde trägt außerdem das umgebende Wasser selbst in entscheidendem Maße zur Absorption außerhalb des Öffnungswinkels einfallender γ -Quanten bei.

2.2.1. Effektivität des Öffnungswinkels

Im folgenden wird die Effektivität des Öffnungswinkels bei einer 10 cm starken Bleiabschirmung für 3 Punkte des CsJ-Kristalls berechnet.

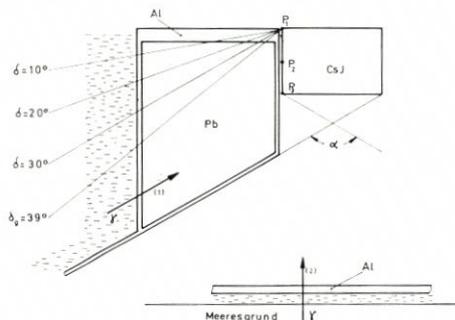


Abb. 8. Absorption seitlich (1) und von unten einfallender (2) γ -Strahlung

Ein innerhalb des Öffnungswinkels einfallendes γ -Quant (2) muß eine 1 cm dicke Wasserschicht, die 1 cm dicke Aluminiumschicht des Sondenbodens und zwischen 30 und 50 cm Luft durchdringen. Die Gesamtabsorption längs dieses Weges beträgt

$$A_2 = J_0 \exp(-0,0706) \exp(-0,0614 \cdot 2,69) \exp(-0,0635 \cdot 0,0013 \cdot 50)$$

$$A_2 = J_0 \cdot 0,79$$

Die γ -Quanten außerhalb des Öffnungswinkels müssen im Wasser die Strecke x_1 , im Blei die Strecke x_2 und im Aluminium die Strecke x_3 zurücklegen.

$$A_1 = J_0 \exp(-0,0706 x_1) \exp(-0,0704 \cdot 11,34 \cdot x_2) \exp(-0,0614 \cdot 2,69 \cdot x_3)$$

Außer im Punkt 1 ist die Absorption durch das Aluminium zu vernachlässigen, $x_3 \approx 0$. Aus geometrischen Überlegungen ergibt sich

$$x_2 \approx \frac{10}{\cos \delta}$$

$$x_1 \approx \frac{h}{\sin \delta} - x_2$$

δ — Einfallswinkel der γ -Quanten

h — Abstand des jeweiligen Punktes von der Flächenquelle

Damit wird

$$\varepsilon = \frac{A_2}{A_1} = 0,79 \exp\left(\frac{0,0706 h}{\sin \delta} + \frac{7,294}{\cos \delta}\right)$$

ε ist für P_1, P_2, P_3 in Abhängigkeit vom Einfallswinkel δ aufgetragen (Abb. 9).

Man sieht, daß die Effektivitäten in den Eckpunkten des Kristalls P_1 und P_3 die niedrigsten Werte annehmen. Im Punkt P_3 haben die γ -Quanten zwar eine ebenso dicke

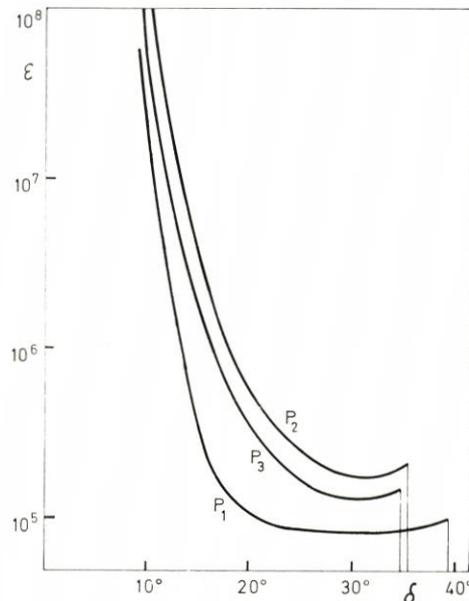


Abb. 9. Effektivität des Öffnungswinkels für 3 Punkte des CsJ-Kristalls

Bleischicht wie im Punkt P_2 aber bei gleichem Winkel δ eine geringere Wasserschicht zu durchdringen. Die ungünstigsten Effektivitäten werden in P_1 erreicht. Hier ist die von den γ -Quanten durchdrungene Bleischicht am dünnsten. Aber selbst im ungünstigsten Fall ($\delta = 30^\circ$) werden noch Effektivitäten von fast 10^5 erreicht, d. h., daß von 100 000 einfallenden nur 1 γ -Quant die Abschirmung durchdringt. Bei Abschirmungen dieser Stärke spielt natürlich der Aufbaueffekt (siehe Bericht I, 2.5) eine schon nicht mehr zu vernachlässigende Rolle, so daß die wirkliche Effektivität sicherlich geringer ist. Eine genaue Bestimmung der Effektivität ist nur auf experimentellem Wege möglich.

Dazu wurde ein starkes ^{137}Cs -Präparat einmal innerhalb des Öffnungswinkels und anschließend außerhalb des Öffnungswinkels in gleicher Höhe angebracht. Beide Messungen wurden im Salzwasser durchgeführt. Nach Abzug des Nulleffekts, der bei gleicher Wassertiefe der Sonde möglichst genau gemessen wurde (siehe dazu Abschnitt 4.2, Abb. 12), konnte die Effektivität bestimmt werden

$$\varepsilon = \frac{96\,354}{8,3 \pm 1,5} = (1,2 \pm 0,2) \cdot 10^4$$

Die Effektivität des Öffnungswinkels konnte also nur auf 20 % genau bestimmt werden, obwohl die Meßdauer sowohl für den Nulleffekt als auch für die Messung bei seitlicher Stellung des Präparates 3 Std. betrug. Das liegt daran, daß die Zählraten mit statistischen Fehlern behaftet sind, die bei der Subtraktion etwa gleich großer Zählraten natürlich besonders stark ins Gewicht fallen (siehe auch Bericht III, Gaußsches Fehlerfortpflanzungsgesetz).

Der Vergleich der experimentell bestimmten mit der theoretisch berechneten Effektivität zeigt, daß der Aufbaueffekt zu einer Vergrößerung des seitlich einfallenden γ -Flusses fast um den Faktor 10 führt.

2.2.2. Größe des Öffnungswinkels

Bei der Festlegung der Größe des Öffnungswinkels von $\alpha = 120^\circ$ waren eine ganze Reihe von Gesichtspunkten maßgebend. Einerseits will man den Öffnungswinkel möglichst groß machen, denn ein großer Öffnungswinkel bedeutet eine große, vom Kristall „eingesehene“ Fläche und damit eine gute Zählraumbeute. Andererseits macht ein großer Öffnungswinkel ein großes Eichbecken und ein großes Eichpräparat erforderlich. Der Durchmesser des Eichpräparates ist gegeben durch

$$D = 2 H_{\max} \tan \frac{\alpha}{2}$$

H — Höhe des Kristalls über dem Präparat

$$H_{\max} = 100 \text{ cm}$$

$$\alpha = 90^\circ: D = 2 \quad \text{m} \quad F = 3,14 \text{ m}^2$$

$$\alpha = 120^\circ: D = 3,42 \text{ m} \quad F = 9,2 \text{ m}^2$$

$$\alpha = 150^\circ: D = 7,45 \text{ m} \quad F = 43,5 \text{ m}^2$$

Man sieht, daß die erforderliche Präparatfläche mit zunehmendem Öffnungswinkel schnell ansteigt.

Ein großer Öffnungswinkel hat auch zur Folge, daß sich der Druckpunkt der Sonde nach unten verschiebt, wodurch die Lage der Sonde im Wasser instabil wird. Es müssen

zusätzliche Stabilisierungsmaßnahmen getroffen werden, die die Größe und das Gewicht der Sonde unnötig erhöhen.

Das Abwägen dieser Vor- und Nachteile führt letzten Endes zu dem Kompromiß von $\alpha = 120^\circ$.

Bei vorgegebenem Öffnungswinkel läßt sich die „eingesehene“ Fläche auch dadurch vergrößern, daß man den Abstand des Kristalls über dem Sondenboden vergrößert. Nun ist aber das Gesamtgewicht der Sonde durch die Tragfähigkeit des Hubschraubers auf ca. 130 kg beschränkt. Nach Abzug aller anderen Größen bleiben für das Kegelvolumen noch etwa 60 l übrig. Dadurch wird die Höhe des Kegels mit 27 cm festgelegt.

3. Die Elektronik im Hubschrauber

Die gesamte Elektronik ist bis auf Vorverstärker und Hochspannungsteiler (Abb. 11, im gestrichelten Bereich) im Hubschrauber untergebracht (Abb. 10). Unterhalb der Elektronikeinheit befinden sich 3 einfache Strommeßgeräte für die Zusatzmeßgeräte (siehe Abschnitt 4). Links steht ein Oszillograph, der zur Sicherheit mitgeflogen wird, um eventuelle Störimpulse zu erkennen. Die gesamte Elektronik ist auf dem hinteren rechten Sitz eines Hubschraubers untergebracht. Auf der anderen Seite sitzt der Meßingenieur, der das Ablesen der Geräte nach jeder Messung durchführt.

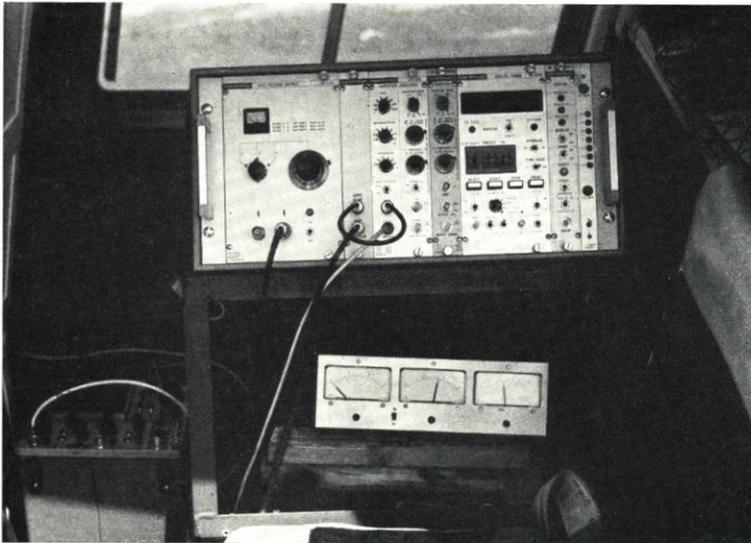


Abb. 10. Elektronikeinheit im hinteren Teil eines Jet Ranger Hubschraubers

Die Elektronik ist durch 3 abgeschirmte Kabel, die wasserdicht von einem Plastikschlauch umgeben sind, mit der Sonde verbunden, und zwar je ein Kabel für die Impulsleitung, für die Hochspannung und für die Zusatzgeräte. Die Elektronikeinheit ist nach AEC-Nim-Norm aufgebaut und besteht aus 6 Einschüben: Hochspannungserzeuger (4/12), Interface-Einheit (1/12), Linearverstärker mit Amplitudendiskriminator (2/12), zweiter Amplitudendiskriminator (1/12), quartzgesteuerter Zeitgeber mit Zählwerk (3/12), zweites Zählwerk (1/12). Der Impulsweg ist in Abb. 11 dargestellt. Um das Verfah-

ren der Bestimmung der mittleren Vergrabungstiefe anwenden zu können, wird das Impulshöhenspektrum im Anschluß an den Linearverstärker in zwei Amplitudendiskriminatoren in zwei verschiedenen Bereichen (Compton- und Photobereich) analysiert. Die Zählraten werden in zwei getrennten Zählwerken registriert, die durch einen gemeinsamen Zeitgeber (Timer) gesteuert werden. Die Anzeige erfolgt 7dekadig, umschaltbar für beide Zählwerke auf eine Anzeigeeinheit (Scaler). Die maximale Zählfrequenz beträgt 20 MHz.

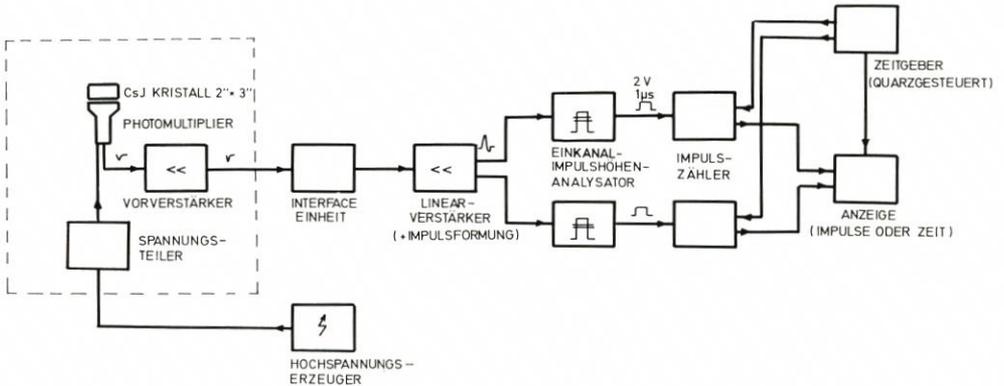


Abb. 11. Blockschaltbild der Elektronik (die Einheiten innerhalb des gestrichelten Bereiches befinden sich in der Meßsonde)

Die Totzeit der Apparatur beträgt 10^{-6} sec, die zulässige Betriebstemperatur 0–50 Grad C. Die Elektronik besitzt aktive Nulllinienhaltung. Die gemessene Verschiebung des Spektrums bei Temperaturänderung um 10° beträgt bei Verstärkungsfaktor 32 nur 5 Kanäle.

4. Zusatzgeräte

4.1. Lageanzeige der Meßsonde

Beim Umgang mit den alten Meßsonden zeigte sich, daß es wünschenswert wäre, etwas über das Verhalten der Sonde zu erfahren, wenn sie nach dem Eintauchen in das Wasser nicht mehr sichtbar ist. Vor allem war es wichtig, das Eintreffen der Sonde auf dem Meeresgrund festzustellen, um sofort und zweifelsfrei mit der Messung beginnen zu können.

Während der Messungen traten manchmal Zählratenschwankungen auf, und zwar, soweit festgestellt werden konnte, immer dann, wenn das Tragseil zwischen Hubschrauber und Sonde besonders straff war. Es blieb kein anderer Schluß übrig, als daß der Hubschrauber an der Sonde gezogen hatte und sie dadurch an einer Seite angehoben, möglicherweise sogar umgekippt hatte. Dies konnte jedenfalls im flachen Wasser öfter beobachtet werden. Bei Messungen im tiefen Wasser war es nicht feststellbar, ob die Sonde möglicherweise während einer ganzen Messung auf der Seite lag und dadurch eine viel zu geringe Zählrate registrierte.

Aus diesen Gründen wurden 2 einfache, senkrecht zueinander stehende Pendelpotentiometer in das obere Gehäuseteil der Meßsonde eingebaut. Sie zeigen die Lage der Sonde

auf einige Grad genau an (die letzten Endes erzielbare Genauigkeit hängt von der Frequenz der Lageänderungen der Sonde ab).

Außerdem wurde die Sonde mit etwa 20° Schrägneigung in das Tragseil eingehängt (Abb. 3, rechtes Bild). In normaler Fluglage und während des Absinkvorgangs zeigen die Potentiometer einen Winkel von 20° an. In dem Augenblick, in dem die Sonde den Meeresgrund erreicht, gehen die Winkelanzeigergeräte auf Null (Abb. 10, in dem Gerät unterhalb der Elektronikeinheit die beiden rechten Strommeßgeräte).

Mit der Lageanzeige in der neuen Sonde konnte auch direkt nachgewiesen werden, daß der Hubschrauber die Sonde manchmal an einer Seite anhub. In einem solchen Fall wurde dann die Messung wiederholt, so daß mit der neuen Sonde nur zweifelsfreie Meßergebnisse erhalten wurden.

4.2. Tiefenmessung

Die Genauigkeit einer Messung hängt ganz wesentlich von der Kenntnis des Nulleffekts ab. Der Nulleffekt ist definitionsgemäß diejenige Anzahl von Impulsen pro Zeiteinheit, die nicht von der Meßgröße herrührt. Der Nulleffekt bei Messungen vor Sylt setzt sich zusammen aus:

1. kosmischer Strahlung
 - a) weicher Komponente
 - b) harter Komponente
2. Eigenaktivität des Seewassers
3. Eigenaktivität des natürlichen Sandes
4. Eigenaktivität der Bleiabschirmung.

Die harte Komponente der kosmischen Strahlung besteht im wesentlichen aus μ -Mesonen, die auch durch eine dicke Wasserschicht von mehreren Metern nur wenig absorbiert werden, während die Teilchen der weichen Komponente, im wesentlichen Elektronen und γ -Quanten, sehr schnell absorbiert werden.

Mit der Sonde wurde im Kieler Hafen bis zu einer Wassertiefe von 5,3 m die Abhängigkeit des Nulleffektes von der Wassertiefe gemessen. Es ergab sich der in Abb. 12 gezeigte Verlauf. Die anfänglichen Schwankungen im Verlauf der Kurve sind auf die Form der Sonde zurückzuführen. Erst bei 30 cm Eintauchtiefe befindet sich der Kristall unterhalb des Wasserspiegels, so daß nun die Absorption durch das Wasser zumindest für die seitlich einfallende Strahlung wirksam werden kann. Ab 70 cm ist die Sonde voll eingetaucht. Bis etwa 1 m wird im wesentlichen Absorption der weichen Komponente beobachtet. In dem sich daran anschließenden Bereich bis 4 m liegen die logarithmisch aufgetragenen Meßpunkte nahezu auf einer Geraden. Der aus der Geradensteigung berechnete Absorptionskoeffizient entspricht größenordnungsmäßig dem Absorptionskoeffizienten der harten Komponente der kosmischen Strahlung in Wasser, so daß man annehmen darf, daß der Abfall der Nulleffektskurve bis etwa $1/2$ m über Grund durch die Absorption der kosmischen Strahlung bestimmt wird. Bemerkenswert ist der steile Anstieg des Nulleffekts, wenn die Sonde auf dem Grund aufgesetzt wird. Dieser hohe Anstieg bis zu Werten, wie sie der Nulleffekt auch bei der Wassertiefe $w = 0$ m zeigt, wurde in Westerland nicht beobachtet. Die Eigenaktivität des Sandes ist infolgedessen sehr viel geringer als die des Schlicks im Kieler Hafen. Hinzu kommt, daß durch die starken Wanderungs- und Vermischungsvorgänge des Sandes vor Sylt praktisch keine Nulleffektsunterschiede von Meßort zu Meßort bestehen. Somit ergibt sich bei den Westerland Messungen für

alle Orte der gleiche Nulleffekt, lediglich die Absorption der harten Komponente der kosmischen Strahlung (die weiche Komponente ist bei 1 m Wassertiefe bereits vollständig absorbiert) bewirkt eine Abhängigkeit des Nulleffekts von der Wassertiefe w an dem betreffenden Meßort.

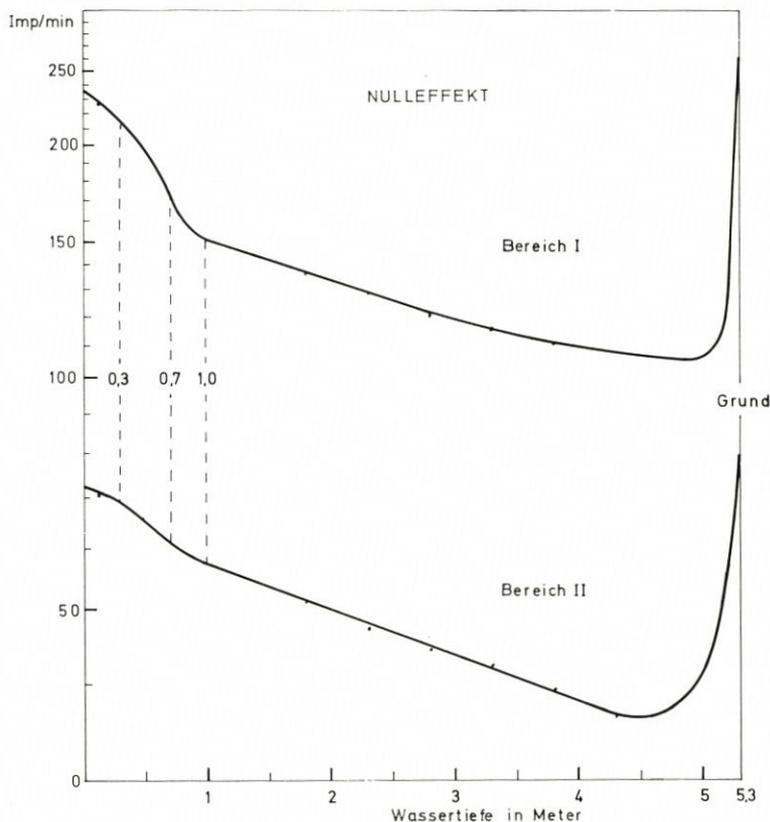


Abb. 12. Nulleffekt als Funktion der Wassertiefe

Die im Kieler Hafen gemessene Abhängigkeit des Nulleffekts von der Wassertiefe kann in der folgenden Form dargestellt werden

$$\begin{aligned} \text{im Bereich I: } N_I &= 90 \exp(-0,4 w) + 90 && \text{für } w > 1 \text{ m} \\ \text{im Bereich II: } N_{II} &= 40 \exp(-0,4 w) + 30 \end{aligned}$$

Der erste Term beschreibt die Absorption der harten Komponente mit einem Absorptionskoeffizienten $0,4 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, der zweite Term setzt sich zusammen aus der Eigenaktivität des Wassers und der Bleiabschirmung.

Vor Westerland konnten bis jetzt keine direkten Messungen der Abhängigkeit des Nulleffekts von der Wassertiefe durchgeführt werden. Abweichend von den Verhältnissen im Kieler Hafen muß bei den Westeländer Messungen ein konstanter Wert für die Sandaktivität addiert werden, der, wie bereits begründet, für alle Meßorte gleich groß ist (eine Abschätzung dieses Wertes wird in Bericht III, 5.1 gegeben).

Aus diesen Überlegungen heraus läßt sich der Nulleffekt aus einem konstanten Anteil (Wasser- und Bleiaktivität, bzw. Sandaktivität) und einem nur von der Wassertiefe abhängigen Anteil (Absorption der harten Komponente der kosmischen Strahlung) zusammensetzen. Bei Kenntnis der Wassertiefe ist es also, zumindest bei den Westerbänder Messungen, möglich, den genauen Nulleffekt anzugeben und die Zählraten entsprechend zu korrigieren.

Aus diesem Grunde wurde die Wassertiefe gleichzeitig mit der Messung der Zählrate mit Hilfe eines Bourdonrohres bestimmt. Die Aufweitung des gekrümmten Bourdonrohres bei zunehmender Wassertiefe wird über ein Zahnrad auf ein sehr leichtgängiges Präzisionspotentiometer übertragen. Die damit erreichbare Genauigkeit liegt unter 50 cm, was für die Bestimmung des Nulleffekts ausreichend ist. Die Anzeige erfolgt über das linke Gerät der Anzeigeeinheit (Abb. 10).

Die Bestimmung der Wassertiefe erwies sich auch als nützliche Hilfe bei der Orientierung auf See. Man kann sofort sehen, ob man sich im Kolk oder auf dem Riff befindet, und man kann auch in etwa abschätzen, wie weit draußen auf See die Messung durchgeführt wird.

4.3. Messung der Temperatur in der Sonde

Photomultiplier und elektronische Bauteile zeigen immer eine gewisse Veränderung ihrer Daten mit der Temperatur. Bei den alten Sonden war dieser Temperaturgang so stark, daß sich bei einer Temperaturdifferenz von nur 10° der Photopeak bereits um 400 Kanäle verschob.

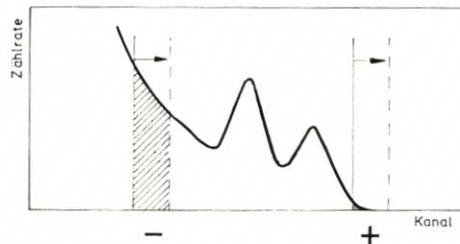


Abb. 13. Verschiebung des Spektrums infolge Temperaturänderung

Die Konstanz des Spektrums ist aber für die Messungen allgemein und die Anwendung des Verfahrens der mittleren Vergrabungstiefe besonders von großer Bedeutung, wie das Beispiel in Abb. 13 zeigt. Bei diesem Beispiel wird bei einer Verschiebung der Kanäle am linken Rand eine ganze Reihe von Impulsen weniger gezählt, während sich am rechten Rand kaum eine Veränderung ergibt. Bei einer Kanalverschiebung nach rechts wird also die Zählrate erheblich geringer, so daß die gemessene Zählrate temperaturabhängig ist.

Aus diesem Grunde wurde bei der Auswahl der Elektronik zunächst einmal auf gute Temperaturkonstanz Wert gelegt. Außerdem wurde in die Meßsonde ein NTC-Widerstand als Temperaturfühler in Brückenschaltung direkt neben das Photomultipliergehäuse eingebaut. Der NTC-Widerstand (negative temperature coefficient) hat eine Länge von 11 mm und eine Dicke von 3,2 mm. Die Empfindlichkeit der Meßanordnung ist $< 0,5^{\circ}$.

Die Anzeige erfolgt ebenfalls auf das linke Gerät der Anzeigeeinheit (Abb. 10). Mit einem Schalter wird auf diesem Gerät wahlweise die Wassertiefe oder die Temperatur

angezeigt. Diese Anordnung wurde aus Platz- und Gewichtsersparnisgründen gewählt, da die Temperatur nur stichpunktartig überwacht zu werden braucht.

Wie wichtig diese Temperaturmessung ist, zeigen die folgenden Werte. Wenn die Sonde in der Mittagszeit einige Stunden in der Sonne gestanden hatte, war die Temperatur in der Sonde auf über 25°C gestiegen, bei den Messungen im tiefen Wasser kühlte sie sich dann bis auf $13,5^{\circ}\text{C}$ ab. Die gemessene Verschiebung des Spektrums betrug 5 Kanäle pro 10° . Dieser Temperatureffekt ist nur sehr schwierig zu korrigieren, eine Abschätzung zeigte darüber hinaus, daß bei den Messungen im Mai/Juni 1971 (Bericht III) der daraus entstehende Fehler weit unter anderen Fehlerquellen lag.

5. Zusammenfassung

Eine Reihe von Nachteilen beim Umgang mit den früher bei Sandwanderungsmessungen verwendeten Meßsonden machte die Entwicklung einer neuen Meßeinrichtung erforderlich, mit der zugleich das im Bericht I beschriebene Verfahren der quantitativen Erfassung von Sandwanderungsvorgängen angewendet werden sollte. Bei der Neuentwicklung konnte ganz wesentlich auf den Erfahrungen früherer Messungen mit der alten Sonde aufgebaut werden.

Die neue Meßsonde besteht aus dem korrosionsfesten Leichtmetall AlMg₃, sie ist 70 cm hoch, hat einen Durchmesser von 85 cm und ein Gewicht von 133 kg. In der Sonde befindet sich ein Szintillationszähler mit einem $3'' \times 2''$ -CsJ-Kristall, der von einer 10 cm starken Bleiabschirmung ringförmig umgeben ist. Die dadurch erreichte seitliche Abschirmung ist besser als 10^4 . Der so definierte Öffnungswinkel von 120° macht eine genaue Umrechnung der Zählraten in Aktivität durch eine Eichung an Land möglich.

Das mit der Sonde aufgenommene Spektrum wird ausführlich diskutiert (Kap. 2.1.3). Das Auflösungsvermögen für den ^{137}Cs -Photopeak beträgt 16,5 % (relative Halbwertsbreite).

Die Elektronikeinheit (Hochspannungserzeuger, Linearverstärker, 2 Amplitudendiskriminatoren, 2 Zählwerke mit quarzgesteuertem Zeitgeber) ist zusammen mit einfachen Anzeigeräten für die Messung der Lage der Sonde, der Temperatur in der Sonde und der Wassertiefe am jeweiligen Meßort im Hubschrauber untergebracht. Durch die Kenntnis der Wassertiefe ist eine recht genaue Nulleffektkorrektur möglich, wie durch Messungen gezeigt werden konnte, da zwischen Wassertiefe und Nulleffekt eine für das Meßgebiet Sylt eindeutige Beziehung besteht.

Die beschriebene Meßeinrichtung wurde im Auftrag des Marschenbauamtes Husum im Frühjahr 1971 gebaut. Das SONDENGÄHÄUSE wurde von der Firma Hagenuk, Kiel, hergestellt. In der Zeit des ersten Einsatzes der Meßeinrichtung im Mai/Juni 1971 zeigten sich keinerlei Betriebsstörungen.

Die gesamte Meßeinrichtung wurde als Exponat L2 auf der 4. Internationalen Atomkonferenz vom 6.-16. September 1971 in Genf als Beitrag der Bundesrepublik Deutschland ausgestellt.

Schriftenverzeichnis

- DOLEZAL, R., PETERSEN, M. et al.: Entwicklung und Untersuchung eines radioaktiven Indikatorverfahrens zur Messung der Kinetik, der Erosion und des Sandtransportes an sandigen Brandungsküsten, EURATOM Forschungsbericht 2167.d, 1965.
- STANFORD, A. L., RIVERS, W. K.: Efficiencies of Sodium Iodide Crystals, Rev. of Scient. Instr. 29,406.